

Rapport de stage - LAPP

June 5, 2015

Abstract

brouillon ; TODO : partie personnelle : travail avec root : étude préliminaire sim MC, travail données etc partie générale : présentation LHC/atlas ...

1 Le LHC

2 Boson de Higgs

2.1 Caractéristiques

Le boson de Higgs est une particule élémentaire du modèle standard de masse $\simeq 125$ GeV et de spin nul et dont l'existence à été confortée par les résultats des expériences CMS et Atlas.

2.2 Formation

Il existe de nombreux processus entrainant la production de boson de Higgs. En voici des exemples envisageables ainsi que leur section efficace associée dans les conditions du LHC (Run1, $\sqrt{s} = 8$ TeV).

2.2.1 Fusion gluon gluon ($gg \rightarrow H$)

La fusion gluon gluon est le mode de production du Higgs le plus important.

La section efficace totale du processus est de 19,23 pb à $\sqrt{s} = 8$ TeV et 43,94 pb à $\sqrt{s} = 13$ TeV

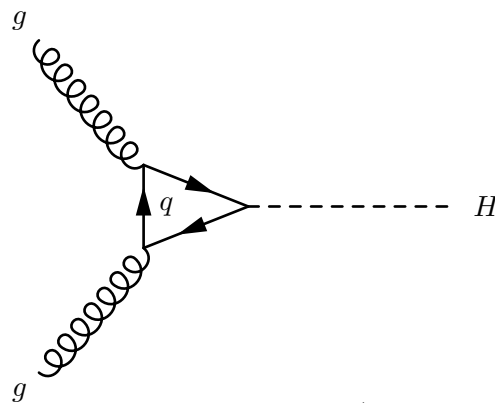


Figure 1: Formation d'un Higgs par fusion de gluons (avec apparition de quarks virtuels, préférentiellement lourds).

2.2.2 Vector Boson Fusion (VBF, $ff \rightarrow ffH$)

La section efficace du processus VBF est de 1,58 pb à $\sqrt{s} = 8$ TeV et 3,75 à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Il s'agit du second mode de production du Higgs le plus probable.

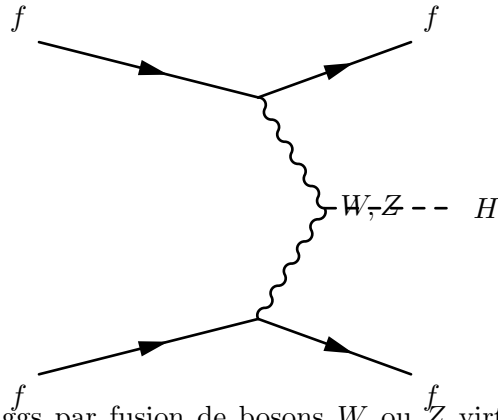


Figure 2: Formation d'un Higgs par fusion de bosons W ou Z virtuels échangés entre deux fermions.

2.2.3 Higgs Strahlung ($f\bar{f} \rightarrow WH$ ou ZH)

La section efficace totale pour ce processus est $\sigma = \sigma_W + \sigma_Z = 0,7 + 0,4 = 1,1$ pb à $\sqrt{s} = 8$ TeV et $\sigma = 2,3$ à $\sqrt{s} = 13$ TeV

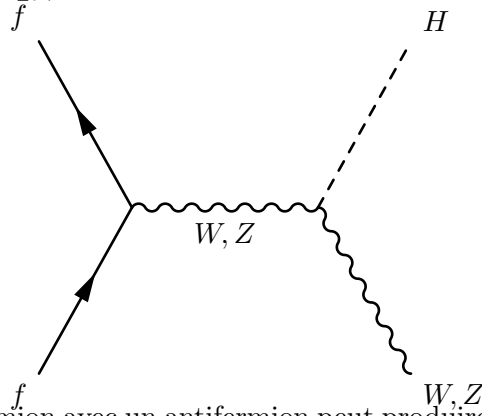


Figure 3: La collision d'un fermion avec un antifermion peut produire un boson W ou Z pouvant émettre un H .

2.2.4 Top/bottom fusion (ex: $gg \rightarrow q\bar{q}H$, $q = t, b$)

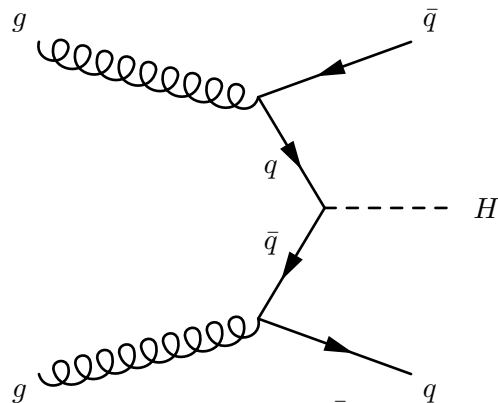


Figure 4: Ici, deux gluons produisent deux paires $t\bar{t}$ ou $b\bar{b}$. Une d'entre elles fusionne et produit un H . Il s'agit d'un processus mineur ($\sigma = \sigma_b + \sigma_t = 0,20 + 0,13 = 0,33$ pb)

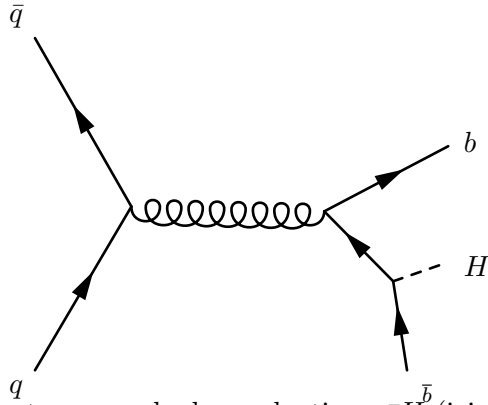


Figure 5: Un autre exemple de production $q\bar{q}H$ (ici $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}H$)

2.2.5 Section efficace totale $pp \rightarrow H$

\sqrt{s} (TeV)	$\sigma_{pp \rightarrow H}$ (pb)
7	17,5
8	22,3
13	50,9
14	58.0

Figure 6: Section efficace totale pour le processus $pp \rightarrow H$ en fonction de l'énergie des faisceaux. Augmenter l'énergie augmente σ_H de façon significative.

2.3 Désintégration

Type	Exemple	Ratio de branche
$H \rightarrow \text{fermions}$	$H \rightarrow b\bar{b}$	57,7 %
	$H \rightarrow \tau\bar{\tau}$	6,4 %
	$H \rightarrow \mu\bar{\mu}$	0,02 %
$H \rightarrow \text{bosons de jauge}$	$H \rightarrow WW$	21,5 %
	$H \rightarrow ZZ$	2,63 %
	$H \rightarrow \gamma\gamma$	0,23 %

Figure 7: Différents modes de désintégration possibles pour le Higgs, ainsi que leur probabilité respective.

2.4 Produits de désintégration et choix de méthode d'observation

Pour détecter la présence d'un boson de Higgs parmi un évènements il faut étudier ses produits de désintégrations et vérifier qu'ils sont compatibles avec un H . Il faut pour cela que les particules produites soient détectables et que l'on puisse mesurer leurs paramètres cinématiques avec suffisamment de précision.

2.4.1 $H \rightarrow \gamma\gamma$

La désintégration du Higgs en deux photons est une méthode d'observation privilégiée. Bien que le ratio associé à cette branche soit très faible (2 pour 1000), ce qui implique que peu de Higgs formés seront observables de cette façon, il est plus facile de détecter de tels photons avec une grande précision sur leur énergie. La connaissance précise de l'impulsion de la paire de photons permet alors de remonter à la masse d'un Higgs dont ils seraient issus simplement (il s'agit de la masse invariante du système formé par la paire).

\sqrt{s} (TeV)	$\sigma_{pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma}$ (fb)
7	40
8	51
13	117
14	133

Figure 8: Sections efficaces associées à la désintégration d'un Higgs en $\gamma\gamma$, en fonction de l'énergie du faisceau.

2.4.2 $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\ell\ell$

Une autre voie privilégiée est la désintégration successive d'un H en une paire de Z puis 4 leptons ($4e$, 4μ ou $2e2\mu$). Bien que la section efficace totale d'un tel processus soit encore inférieure à celle de la voie $\gamma\gamma$ (la probabilité qu'un Z se désintégrant en paire ee ou $\mu\mu$ étant de 3,4 % seulement), cette méthode est très intéressante en raison d'un excellent rapport signal/bruit et d'une précision correcte sur la masse reconstruite.

\sqrt{s} (TeV)	$\sigma_{pp \rightarrow H \rightarrow 4\ell}$ (fb)
7	2,2
8	2,7
13	6,2
14	7,0

Figure 9: Sections efficaces associées à la désintégration d'un Higgs en ZZ puis 4ℓ , en fonction de l'énergie du faisceau.

2.4.3 $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow$

3 Atlas

3.1 Objectifs de l'expérience

3.2 Détecteurs

3.3 Performance

3.3.1 Résolution en énergie du calorimètre EM

TODO: expliquer les facteurs limitant la résolution et justifier

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (1)$$

Puisque $b \ll 10$ GeV :

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (2)$$

Photons convertis inclus	η	$a(\text{GeV}^{1/2})$	c
Oui	tous	17,5 % \pm 0,8 %	0,64 % \pm 0,04
Non	tous	13,4 % \pm 0,8 %	0,79 % \pm 0,04
Oui	$ \eta < 1$	9,6 % \pm 0,6 %	0,92 % \pm 0,04
Oui	$ \eta > 1,5$	12,6 % \pm 2,4 %	1,8 % \pm 0,2

TODO: \pm peu pertinents (uniquement err fit) et valeurs en fct de η peu pertinentes

Figure 10: Les énergies des photons 'tight' (convertis ou non) reconstruits sont comparées aux photons réels.

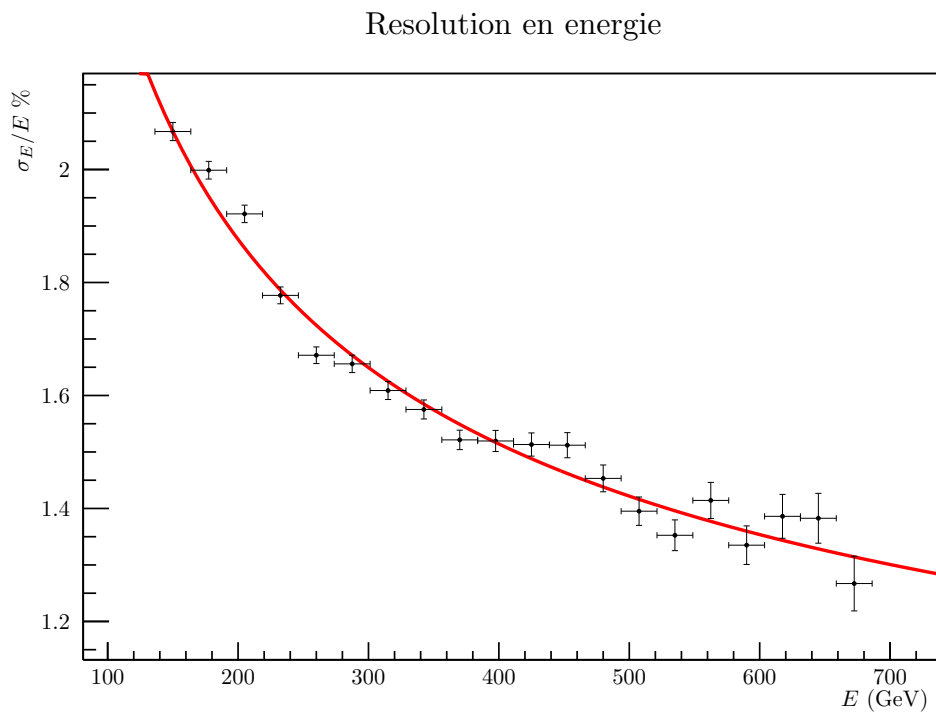
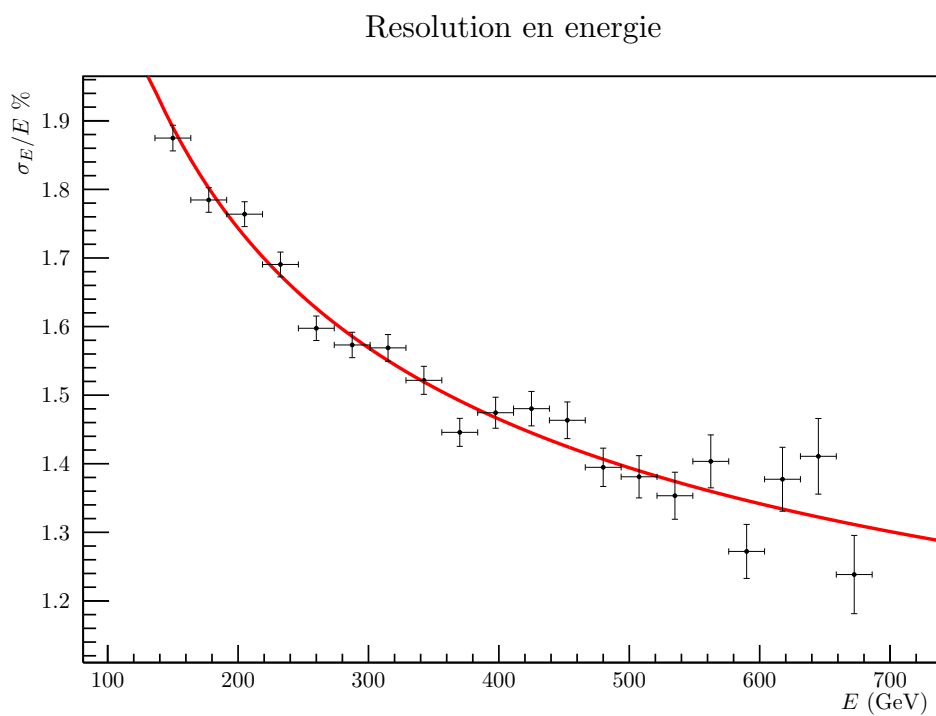


Figure 11: Les énergies des photons 'tight' non convertis reconstruits sont comparées aux photons réels.



3.4 Efficacite reco γ

Figure 12

γ acceptance

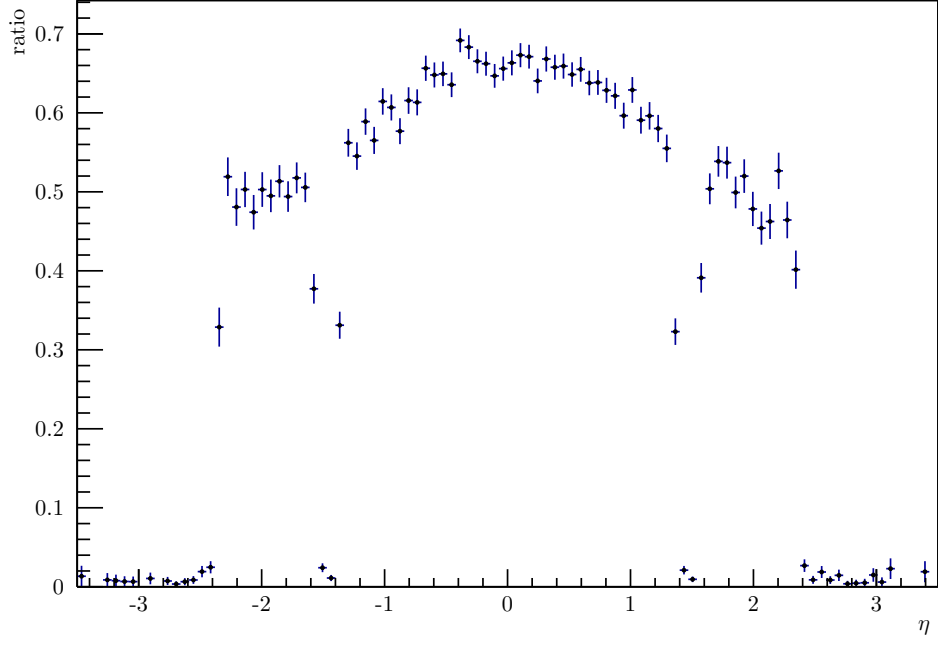


Figure 13

γ acceptance

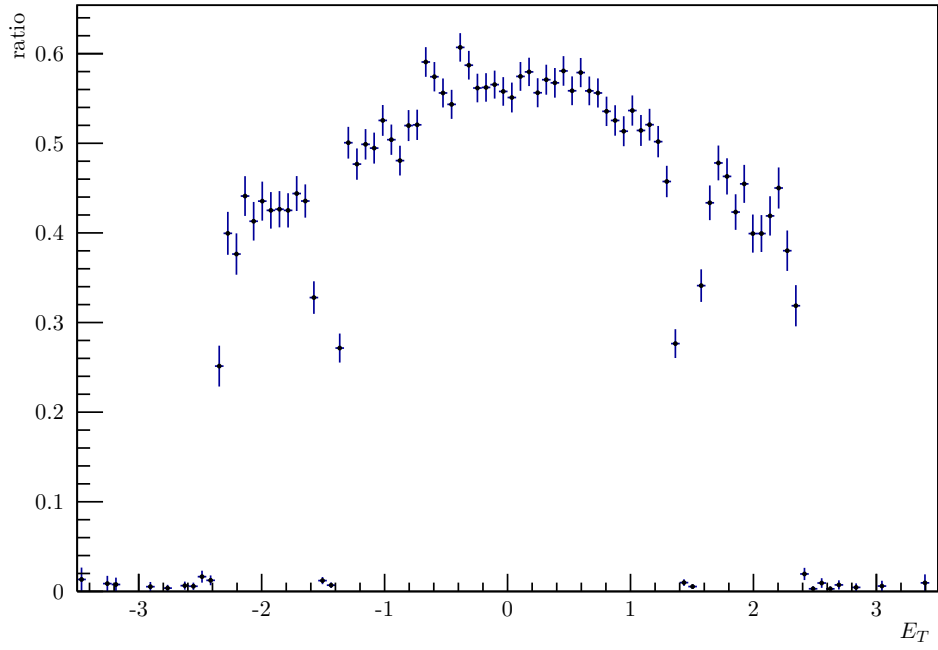


Figure 14

γ acceptance

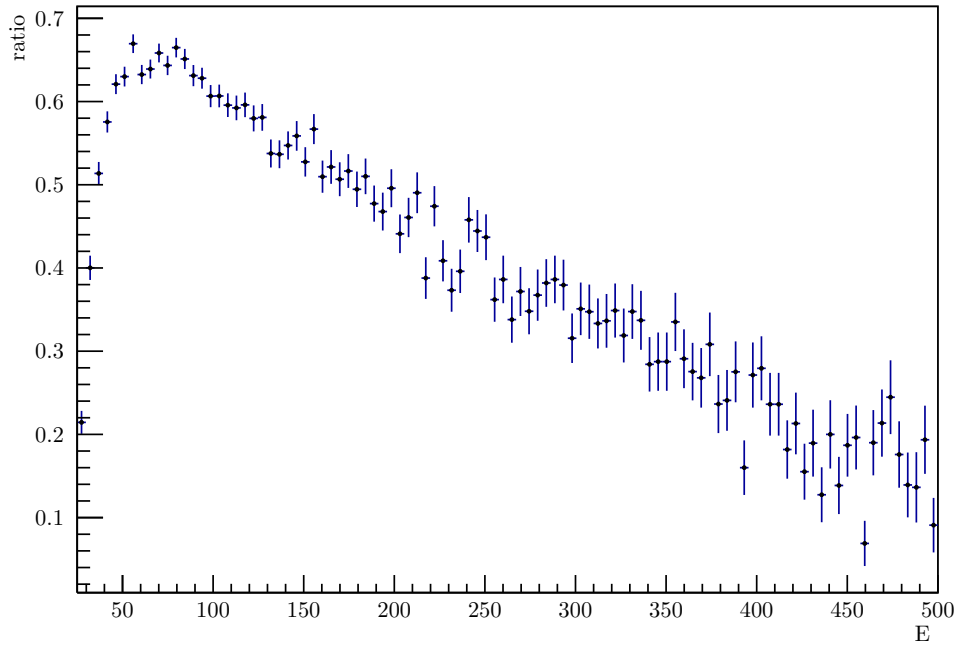
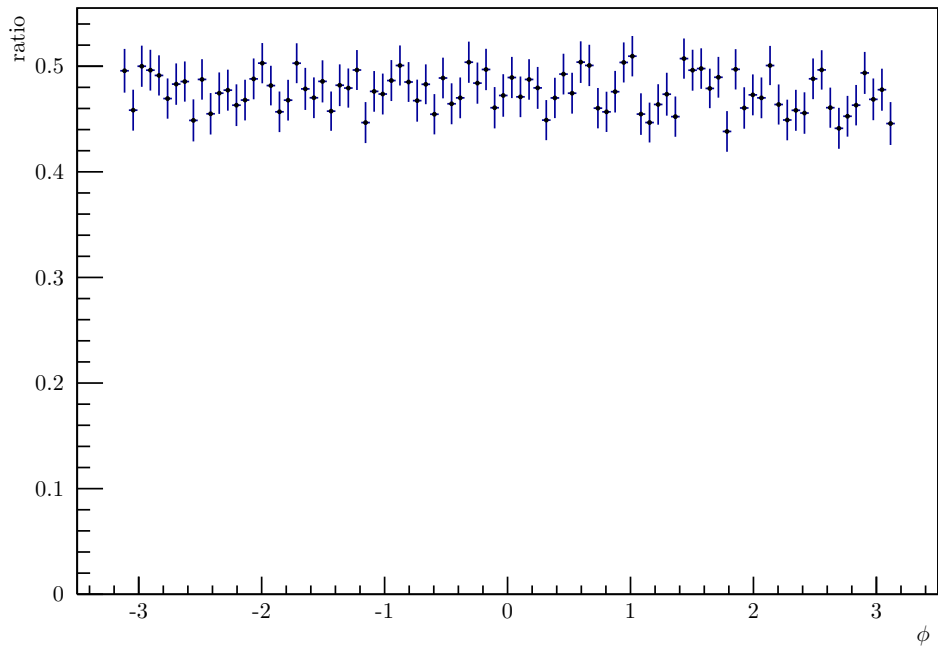


Figure 15

γ acceptance



4 Données

4.1 Etude de données simulées

Afin de mieux comprendre les caractéristiques du signal attendu et les celles du détecteur, on travaille sur un échantillon de données comprenant des événements simulés (méthode de Monte Carlo) et les événements associés tels qu'ils seraient reconstruits par Atlas.

L'échantillon étudié ici se restreint à la production de ZH et à leur désintégration.

Dans ce cas, on s'intéresse d'une part aux paires de photons issues des désintégrations de Higgs, et aux paires de leptons (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$)

4.2 Calcul de la masse invariante d'un système à deux particules.

En connaissant l'énergie des photons produits de la désintégration du Higgs selon la forme $H \rightarrow \gamma\gamma$, on peut retrouver sa masse. Elle est en effet égale à la masse invariante du système

$$m_{\text{inv}}^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 \quad (3)$$

Pour deux photons, ou par approximation pour des particules très énergétiques, $E_{\gamma_1} = p_{\gamma_1}$ et $E_{\gamma_2} = p_{\gamma_2}$, et alors :

$$m_{\gamma\gamma}^2 = 2(p_{\gamma_1}p_{\gamma_2} - \mathbf{p}_{\gamma_1} \cdot \mathbf{p}_{\gamma_2}) \quad (4)$$

Soit, en travaillant en coordonnées (η, ϕ) :

$$m_{\gamma\gamma}^2 = 2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2} [\cosh(\eta_{\gamma_1} - \eta_{\gamma_2}) - \cos(\phi_{\gamma_1} - \phi_{\gamma_2})] \quad (5)$$

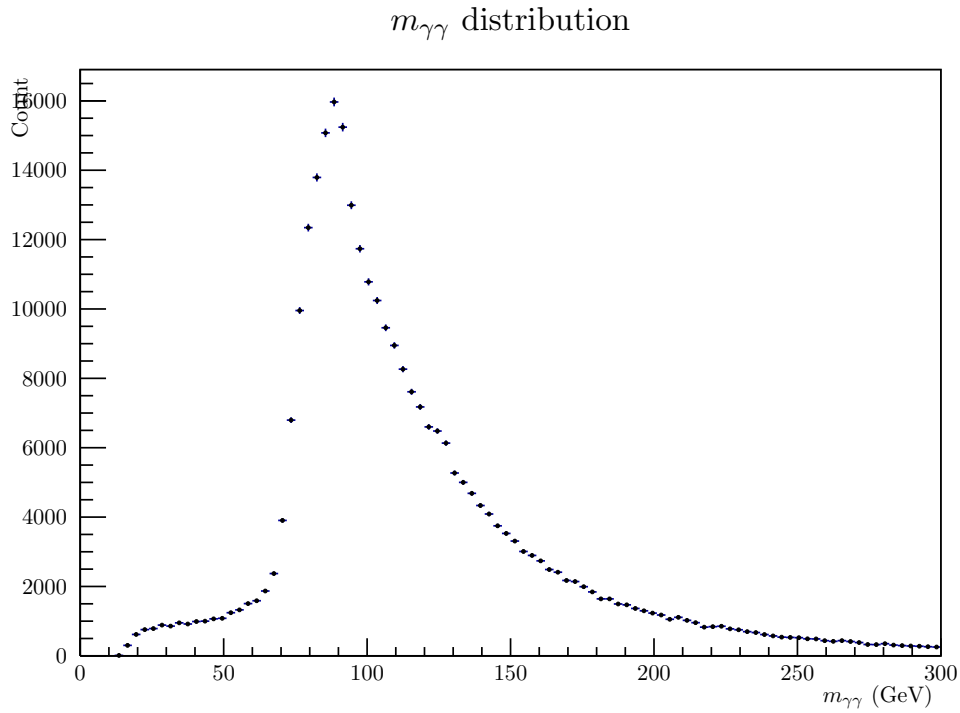
Il s'agit alors de calculer cette masse pour tous les événements contenant une paire de photons susceptible d'être issue d'un Higgs.

Puisque cette relation est vraie y compris pour des particules massives à haute énergie, on peut déterminer la masse du Z à partir des impulsions des leptons issus de sa désintégration.

4.3 Calcul en situation

Parmi un échantillon de 310 000 événements (constitués uniquement de paires de photons vérifiant le critère 'tight'), on calcule la distribution de masse invariante $m_{\gamma\gamma}$. On obtient le résultat suivant :

Figure 16: Distribution $m_{\gamma\gamma}$. On observe un bruit important avec un pic aux alentours de 90 GeV. Le signal correspondait au Higgs est à première vue difficilement distinguable.

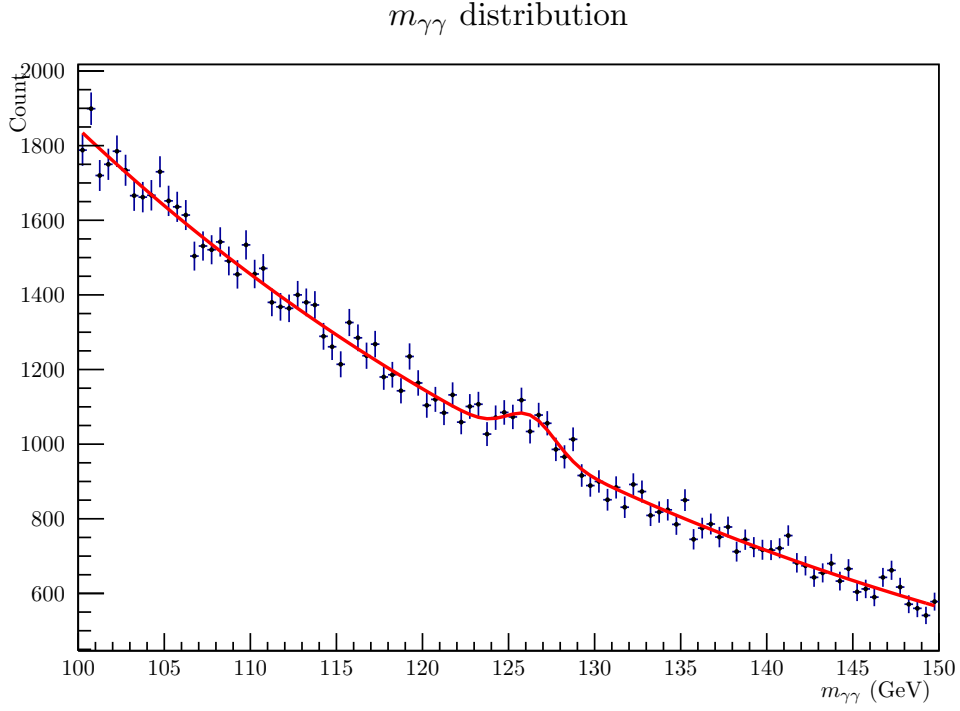


Afin d'extraire le signal correspondant au Higgs, on se restreint à la plage où il est attendu (100 - 150 GeV). Le 'background' y suit une forme exponentielle. On en réalise alors un fit sur une zone où le signal est considéré nul : ici on a choisi $[100;120] \cup [130;150]$. On obtient une fonction de la forme $\text{background} = E \mapsto \exp(\xi + \epsilon E)$.

Puis, sur la plage complète $([100, 150])$, on réalise un fit des données à partir d'une fonction de la forme $\text{signal+background} : E \mapsto A \exp(-(E - E_0)^2/2\sigma^2) + \exp(\xi + \epsilon E)$

On obtient la figure suivante :

Figure 17: Distribution $m_{\gamma\gamma}$ et fit background+signal.



On peut en déduire les paramètres physiquement intéressants suivants :

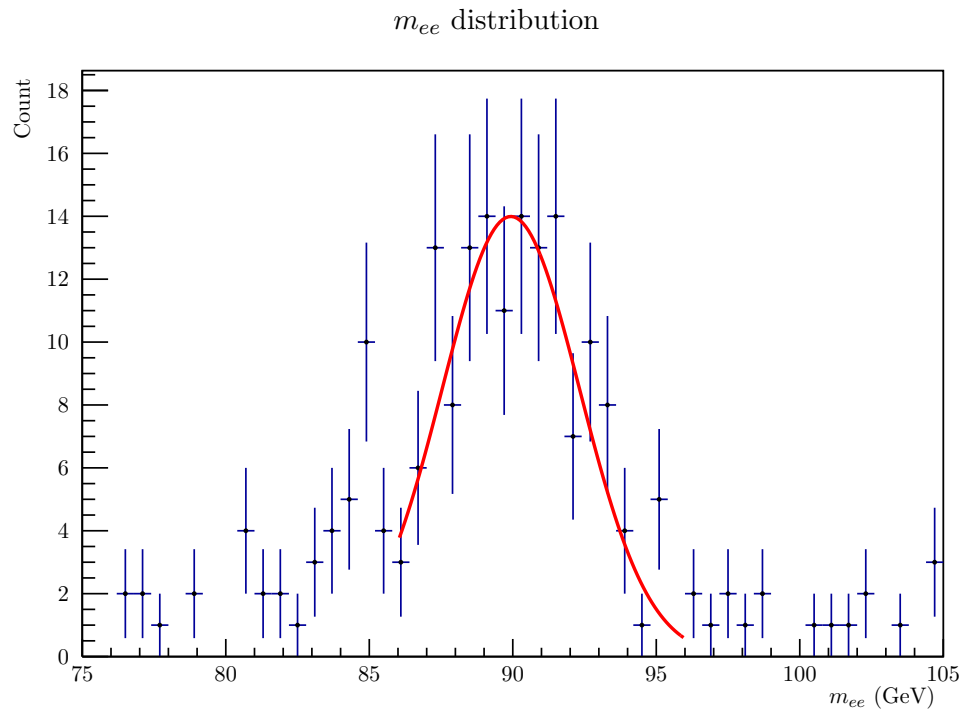
Paramètre	Valeur	Erreur
E_0	126,3 GeV	0,3 GeV
σ	2,0 GeV	0,9 GeV
A	88	17
$N = \sqrt{2\pi}\sigma A$	440	200

La valeur E_0 doit correspondre à la masse du Higgs. On remarque qu'elle en est en effet bien proche (126 au lieu de 125 GeV). La valeur σ doit correspondre à la largeur du signal, dont la valeur théorique attendue n'est pas nulle.

On calcule d'autre part la signification statistique d'après ces fits : $\Delta\chi^2 = \chi_{\text{background}}^2 - \chi_{\text{signal+background}}^2 \simeq 155 - 107 \simeq 50$ soit une signification à $\sqrt{\Delta\chi^2} \sigma = 7\sigma$

4.4 Masse du Z

Figure 18: Distribution m_{ee} et fit sur un intervalle où le signal domine. On observe un autre signal à 84-85 GeV



On réalise un fit gaussien dans l'intervalle [86-96] GeV

Paramètre	Valeur	Erreur fit
m_Z	89,9 GeV	0,3 GeV
σ	2,4 GeV	0,2 GeV
A		